

**** フェロー 王博 岐阜大学教授大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻

u_{∞} は、Wu (1980) の式を用いて算出した。

蛍光塗料 (Rhodamine-B) を着色したトレーサ (ナイロン12, 平均粒径50 μm , 比重1.02) を水槽内に投入し, 5W 半導体レーザーを水槽底面よりシート状にして照射して水粒子速度場の可視化を行った。それを同期させた2台の高速度ビデオカメラ (画像解像度480 $\times$ 480) を用いて, $U_r=6.7\text{ m/s}$ のケースを撮影間隔1/125 s で32.8秒間の連続撮影を5回, $U_r=10.4\text{ m/s}$ および12.0 m/s のケースを撮影間隔1/250 s で16.4秒間の連続撮影をそれぞれ18回行った。そして, 撮影画像を基に微小変動量の解析が可能な階層的相関法 (小笠原ら, 2004) によるPIV解析を行い, 水粒子速度を算出した。

3. 流速スペクトルの各周波数帯の分割とその相関

砕波を伴う強風下吹送流の乱流構造を検討するために, 流速成分を平均流成分からのカスケード, 波動および砕波による乱流成分に分けて取扱う。そこで図-2に示すように, 流速スペクトルの周波数帯の形状に着目し, これらの臨界周波数を f_{cc} , f_{lc} および f_{hc} と定め, この区分に従って水粒子速度 u を平均流成分 u_c , 平均流成分からのカスケード成分 (低周波乱流成分) u_l , 波動成分 u_w および砕波による乱流成分 u_h の和として次式のように定義する。

$$u = u_c + u_l + u_w + u_h \quad (1)$$

次に図-2の周波数帯の区分に従い, 注目する周波数帯以外の流速成分を0とし, 逆フーリエ変換を行うことによって, それぞれの周波数帯での流速成分を抽出し, 各成分間の相関を求めた。表-2は, 風速12.0 m/sにお

ける水深 $z=-3, -6, -10\text{ cm}$ での各周波数帯の水平・鉛直流速成分間の相関テンソルを示したものである。これより, いずれの流速成分も水深に無関係に, 異なる周波数帯の流速成分の相互相関は0と見なせるオーダーであることがわかる。また, 風速6.7 m/sおよび10.4 m/sについても同様であることを確認している。これらより, 各成分が次式のレイノルズ平均則を満たすことがわかる。

$$\overline{u} = u_c \quad (2)$$

$$\overline{u_l}, \overline{u_w}, \overline{u_h} = 0 \quad (3)$$

$$\overline{u_c u_l}, \overline{u_c u_w}, \overline{u_c u_h} = 0 \quad (4)$$

$$\overline{u_l u_w}, \overline{u_l u_h} = 0 \quad (5)$$

$$\overline{u_w u_h} = 0 \quad (6)$$

よって, u_c を平均流成分, u_l , u_w および u_h を相互に独立な周期成分として扱うことができ, 次式が成立つ。

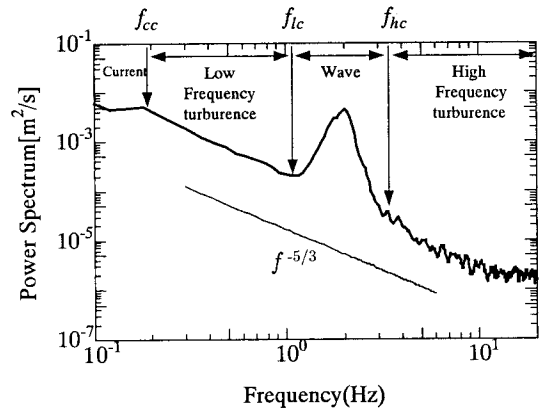


図-2 流速スペクトルの各周波数帯 (平均流速, 低周波乱流, 波動, 高周波乱流) の分割

表-2 風速12.0 m/sにおける各周波数帯の流速成分の相関テンソル (m^2/s^2)

$z(\text{cm})$	$\overline{u_c^2}$	$\overline{u_c u_w}$	$\overline{u_c u_l}$	$\overline{u_c u_w}$	$\overline{u_c u_h}$	$\overline{u_c w_l}$	$\overline{u_c w_w}$	$\overline{u_c w_h}$
-3	7.59×10^{-3}	1.26×10^{-3}	1.50×10^{-19}	3.34×10^{-20}	1.39×10^{-21}	-1.70×10^{-20}	1.64×10^{-20}	-6.26×10^{-22}
-6	2.18×10^{-3}	5.53×10^{-4}	7.88×10^{-20}	3.06×10^{-20}	-3.78×10^{-21}	-1.77×10^{-19}	1.30×10^{-20}	6.41×10^{-21}
-10	2.23×10^{-3}	8.35×10^{-4}	-3.38×10^{-20}	-9.50×10^{-21}	2.19×10^{-21}	3.82×10^{-20}	-1.05×10^{-20}	1.12×10^{-21}
$z(\text{cm})$	$\overline{u_l^2}$	$\overline{u_l w_l}$	$\overline{u_l u_w}$	$\overline{u_l u_h}$	$\overline{u_l w_w}$	$\overline{u_l w_h}$		
-3	1.60×10^{-3}	-4.27×10^{-4}	-3.32×10^{-21}	4.51×10^{-21}	-2.09×10^{-20}	-2.52×10^{-21}		
-6	1.23×10^{-3}	-3.59×10^{-4}	-9.38×10^{-21}	-3.31×10^{-21}	-1.53×10^{-21}	-2.47×10^{-21}		
-10	7.06×10^{-4}	-7.64×10^{-5}	-2.15×10^{-20}	5.59×10^{-22}	9.87×10^{-21}	5.58×10^{-22}		
$z(\text{cm})$	$\overline{u_w^2}$	$\overline{u_w w_w}$	$\overline{u_w u_h}$	$\overline{u_w w_l}$	$\overline{u_w w_h}$			
-3	8.15×10^{-3}	4.03×10^{-4}	1.10×10^{-20}	-1.23×10^{-20}	-8.79×10^{-22}			
-6	6.68×10^{-3}	2.47×10^{-4}	-1.00×10^{-21}	-1.10×10^{-20}	1.38×10^{-21}			
-10	3.29×10^{-3}	9.75×10^{-5}	6.40×10^{-21}	-2.08×10^{-20}	-6.34×10^{-21}			
$z(\text{cm})$	$\overline{u_h^2}$	$\overline{u_h w_h}$	$\overline{u_h w_l}$	$\overline{u_h w_w}$				
-3	9.37×10^{-4}	-1.17×10^{-4}	1.78×10^{-21}	-3.18×10^{-22}				
-6	2.25×10^{-4}	-1.14×10^{-5}	4.49×10^{-21}	-1.16×10^{-20}				
-10	8.34×10^{-5}	-4.26×10^{-6}	-2.14×10^{-21}	5.72×10^{-22}				

$$\overline{u^2} = \overline{u_c^2} + \overline{u_l^2} + \overline{u_w^2} + \overline{u_h^2} \dots \dots \dots (7)$$

鉛直水粒子速度 w についても同様に考えることができ、相互相関項 $\overline{uw}$ については次式が成立つ。

$$\overline{uw} = \overline{u_c w_c} + \overline{u_l w_l} + \overline{u_w w_w} + \overline{u_h w_h} \dots \dots \dots (8)$$

以上より、起源の異なる様々な乱流成分が混在する風波下の速度場であっても、オーダー的に卓越する各周波数帯内の相関テンソルのみを知れば良いことが明らかとなった。これらのことは、乱流構造の検討やモデル化を大幅に簡略化できる点で非常に重要である。

4. 乱流エネルギー

最初に、乱流エネルギーを構成する水平および鉛直方向の水粒子速度の低周波および高周波成分の二乗平均の鉛直分布について検討を行う。図-3は、碎波時である風速 $U_r=10.4$ m/s および12.0 m/s における $\overline{u_l^2}$ と $\overline{u_h^2}$ の鉛直分布を比較したものである。 $\overline{u_h^2}$ は、波動帯よりも高周波側の成分であるので、水面が平均水面より上になる時のデータのみをつなぎ合わせて求めることができ、このようにして求めた値を黒印でプロットした。この図から、 $\overline{u_l^2}$ および $\overline{u_h^2}$ 共に水面に向かって増大するが、 $\overline{u_l^2}$ については計測限界の波谷面付近までの増加であるのに対し、 $\overline{u_h^2}$ についてはそれを超えても急増を続け、水面直下では $\overline{u_h^2} \gg \overline{u_l^2}$ となることがわかる。これは、前者を生成させる駆動力が風応力に起因する碎波や気流のはく離にあることを示すものである。

図-4は、風速 $U_r=10.4$ m/s および12.0 m/s における $\overline{w_l^2}$ と $\overline{w_h^2}$ の鉛直分布を比較したものである。この図から、水面は固体壁面でないものの水面での低周波の鉛直運動は抑えられるため、 $\overline{w_l^2}$ は $z=-5$ cm 付近で極大点を持ち、それ以後では水面に向かって減少する。これに対して高周波の水粒子運動は、水面付近でも何ら拘束されることが無いため、 $\overline{u_h^2}$ と同様に水面に向かって急増し、低周波成分と際立った違いを示している。こうした低周波と高周波の水粒子速度の水面直下での差異は、バースト層内の乱流エネルギーやレイノルズ応力の鉛直分布に大きな影響を及ぼすものと推察される。

図-5は、低周波乱流エネルギー E_l および高周波乱流エネルギー E_h の鉛直分布を各風速に対して示したものである。この図から、 E_h が水面に向かって増大していることがわかるが、前述した $\overline{u_h^2}$ および $\overline{w_h^2}$ が水面に向かって増大していることを考えれば当然の結果である。これに対して E_l の分布は、 $\overline{w_l^2}$ の分布が水面に向かって減少することに加え、水面に向かっての $\overline{u_l^2}$ の増加がそれほど顕著でないこともあり、全ての風速において水面に向かって減少傾向にある。このため、平均水面直下で E_l と E_h は逆転し、 E_h が卓越するようになる。また、碎波時である風速 $U_r=10.4$ m/s および12.0 m/s の E_h

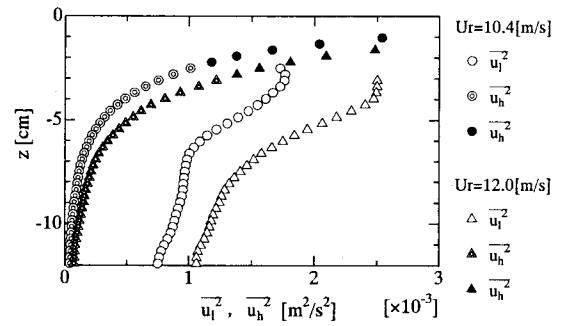


図-3 風速 $U_r=10.4$ m/s および12.0 m/s における $\overline{u_l^2}$ と $\overline{u_h^2}$ の鉛直分布の比較；黒印は水面が平均水面より上になる位相での平均流速

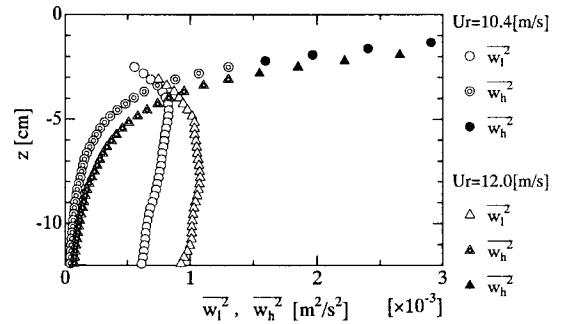


図-4 風速 $U_r=10.4$ m/s および12.0 m/s における $\overline{w_l^2}$ と $\overline{w_h^2}$ の鉛直分布の比較；黒印は水面が平均水面より上になる位相での平均流速

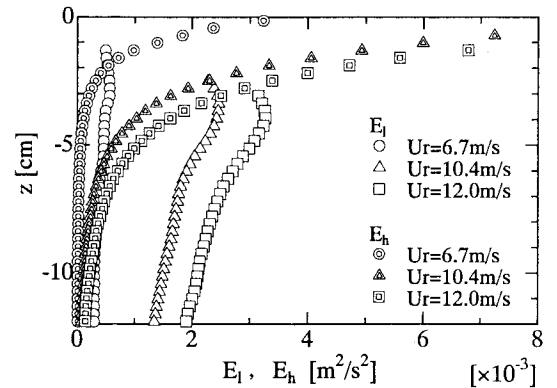


図-5 低周波乱流エネルギー E_l と高周波乱流エネルギー E_h の鉛直分布の比較

は、非碎波時である風速 $U_r=6.7$ m/s のものに比べて、水面に向けての増大が著しく上回っており、風波碎波に起因すると考えられるこの増加分を評価することが強風時の乱流モデルにとって重要となる。

5. レイノルズ応力

純粋な波動では、水平流速 u と鉛直流速 w は直交関係にあるため、 u と w の内積は0となる。このため、

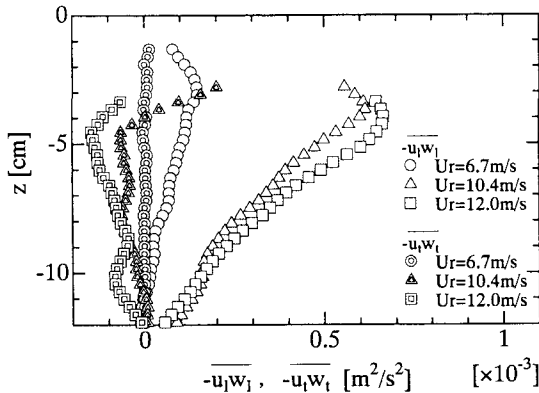


図-6 低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ と高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ の鉛直分布の比較

波動帯における $-\overline{u_w w_w}$ が有意な値を持つとすれば、それは波動以外の変動成分によることになる。その主要成分は波動運動をエネルギー源とする乱流成分であり、これに平均流をエネルギー源とする低周波側からのカスケード成分が加わっていると考えられる。後者は高周波帯でのレイノルズ応力 $-\overline{u_h w_h}$ にも及んでいるが、砕波を伴う風波下では波動運動をエネルギー源とする乱流成分に比べて過小と推察される。したがって、強風下では、 $-\overline{u_w w_w}$ および $-\overline{u_h w_h}$ の主たるエネルギー源は共に波動と考えられることから、次式のように一括し、高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ として扱うことにする。

$$-\overline{u_i w_i} = -\overline{u_w w_w} - \overline{u_h w_h} \quad \dots\dots\dots (9)$$

図-6は、各風速における低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ および高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_i w_i}$ の鉛直分布を比較したものである。これより、非砕波時の風速6.7 m/sでは $-\overline{u_i w_i}$ および $-\overline{u_i w_i}$ 共に鉛直変化はほとんど見られないことがわかる。一方、砕波時の風速10.4 m/sおよび12.0 m/sでは、 $-\overline{u_i w_i}$ は水面付近の極大点から水面に向かって減少するのに対し、 $-\overline{u_i w_i}$ は水面付近の極小点から水面に向かって増加し、強風時の水面直下に形成されるバースト層においてこれが支配的になると推察される。このことから、 $-\overline{u_i w_i}$ は極く表層では $\bar{u}$ に対して駆動力、逆に極小点より下方では抵抗力として作用することになり、水平流速はベキ則に従う急峻な鉛直分布を持つことになる。

6. 渦動粘性係数

強風下のベキ則に従う水平流速 $\bar{u}$ の鉛直分布は、次式の回帰式で求めることができる(係数などは村上ら(2005)を参照)。

$$\bar{u} = \alpha(\gamma - z)^\beta \quad \dots\dots\dots (10)$$

これを k - ε モデルの乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε の輸送方程式にそれぞれ代入する。その際、

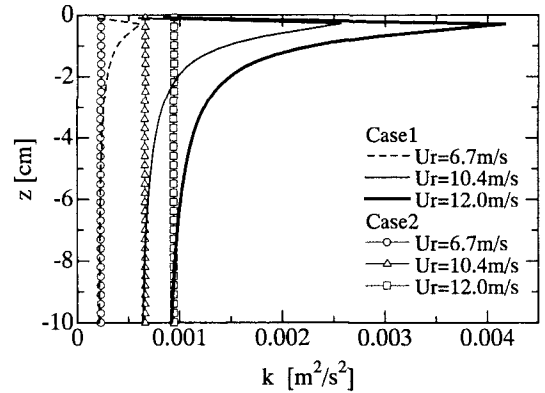


図-7 ベキ則に基づく乱流エネルギー k の鉛直分布 (Case1) と対数則に基づく結果 (case2) との比較

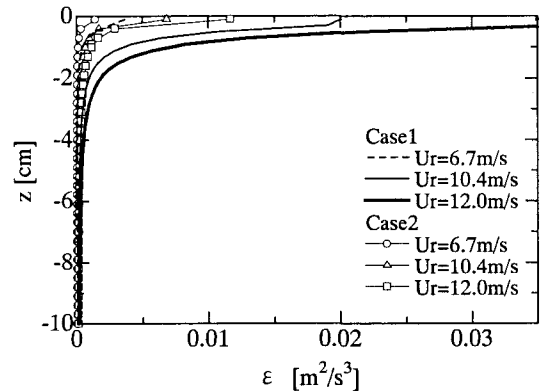


図-8 ベキ則に基づく乱流エネルギー散逸率 ε の鉛直分布 (Case1)と対数則に基づく結果(case2)との比較

ε の水面境界条件式として、乱流エネルギー生成と散逸が等しいと仮定した

$$\nu_t (\partial \bar{u} / \partial z)^2 = \varepsilon \quad \dots\dots\dots (11)$$

に、式(10)および

$$\nu_t (\partial \bar{u} / \partial z) = u_*^2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

を代入した次式を用いる。

$$\varepsilon = -u_*^2 \alpha \beta (\gamma - z)^{\beta-1} \quad \text{on} \quad z=0 \quad \dots\dots\dots (13)$$

この ε の水面境界条件式はベキ則に基づいて導かれており、水面での ε の値は従来の対数則のものに比べて非常に大きくなる。この傾向は、値自体は違うものの Benilov (1991)の境界条件式と同様である。そこで、定常状態になるまで時間発展計算を行い、乱流エネルギー k 、エネルギー散逸率 ε および渦動粘性係数 ν_t を求めた。

図-7は乱流エネルギー k 、図-8はエネルギー散逸率 ε 、図-9は渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布をそれぞれ示したものであり、Case1は前述のベキ則の仮定の下で、Case2は従来の対数則の仮定の下でそれぞれ前述の k - ε 方程式から求めたものである。

図-7から、Case1の乱流エネルギーは水面下1 cm 付

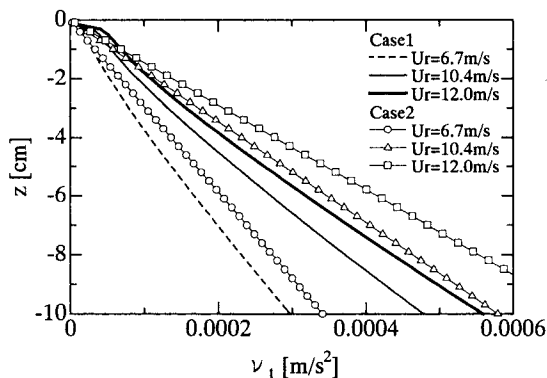


図-9 ベキ則に基づく渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布 (Case1) と対数則に基づく結果 (case2) との比較

近で極大点を持ち、これより上で急減していることがわかる。これは、前述の図-6 で示した碎波起源の強い乱れによって水面に向かって乱流エネルギーが増加する一方で、平均水面仮定の下では水面付近の大規模渦運動が抑えられることによるものである。これに対して壁法則に基づく Case2 では鉛直一様な分布となっている。このように碎波乱流の影響を取込んだ Case1 のエネルギー散逸率は、水面に向かって急激に増大することがわかる。もちろん、Case2 のエネルギー散逸率も水面に向かって増大しているが、Case1 に比べるとその増加は小さくなっている。さらに、渦動粘性係数についてみると、風速 6.7 m/s では Case1 は Case2 に比べて値が小さくなっているが、風速 10.4 m/s および 12.0 m/s では水面直下において Case1 が卓越し、深くなるとともに Case2 の値が大きくなっている。このようにベキ則と対数則の下での渦動粘性係数の鉛直分布には違いが見られるが、強風下では対数則よりベキ則を用いた方が良いのは、これまでに示した実験結果を見れば明らかである。

また、この渦動粘性係数を用いても、ベキ則に従う流速を計算することができない。これは、流速がベキ則に従う原因となる碎波乱流が平均流起源ではなく、碎波による擾乱乱流であるために、平均流と関係付けたブジネスクの渦粘性仮定によって碎波乱流を表すことが難しいからである。そのため、式 (10) や高周波乱流成分のレイノルズ応力をモデル化したバースト層モデル (村上ら, 2005) によってベキ則に従う流速を求め、それを $k-\varepsilon$ モデルに与えることになる。そして、このようにして求められた渦動粘性係数は、プラントル数と組み合わせるなどで強風下の水温や塩分の鉛直分布を特徴付ける渦拡散係数の算出を可能とする点で重要となる。

7. 結 語

本研究では、二重床風洞水槽および階層的相関法を用いた水理実験によって、データを取得し、その流速成分を平均流成分からのカスケード、波動、碎波による乱流成分に分けて取扱うことで、低周波および高周波の乱流エネルギー、レイノルズ応力等の乱流構造を明らかにした。そして、 $k-\varepsilon$ モデルにこれらの実測データを代入することにより乱流エネルギー、エネルギー散逸率、鉛直渦動粘性係数を求め、これによって強風下の渦拡散現象の取扱いに必須となる非対数則層の渦動粘性係数の算出が可能となることを示した。

謝辞：本研究は科学研究費 (B) (2) 16360243 による成果であることを付記し、ここに謝意を表する。また、本研究で実施した実験に熱心に協力された当時大学院生の伊藤秀文君および当時学部生の大西輝憲君に深謝する。

参 考 文 献

- 小笠原敏記・安田孝志・武田真典・大澤輝夫 (2002)：碎波を伴う強風下の吹送流の流速の鉛直分布と全流量について，海岸工学論文集，第49巻，pp. 321-325.
- 小笠原敏記・久保田踊児・安田孝志 (2004)：ベキ則に従う強風下吹送流の生成とバースト層の役割，海岸工学論文集，第51巻，pp. 76-80.
- 村上智一・大澤輝夫・伊藤秀文・安田孝志 (2004)：浅海域の海面境界層における乱流モデリングの重要性と改良の方向性，海岸工学論文集 第51巻，pp. 346-350.
- 村上智一・久保田踊児・安田孝志 (2005)：平均海面仮定に基づく強風下吹送流のバースト層モデル，海岸工学論文集，第52巻，(印刷中)。
- Benilov, A. Yu. (1991): Turbulent boundary layers in the ocean and atmosphere in interaction, Stevens institute of technology, Hoboken, NJ.
- Kitaigorodskii, S.A. and J.L. Lumley (1983) : Wave- Turbulence interactions in the Upper Ocean. Part I: The Energy Balance of the Interacting Fields of Surface Wind Waves and Wind-Induced Three-Dimensional Turbulence. J. Phys. Oceanogr., Vol. 13, No. 11, pp. 1977-1987.
- Mellor, G.L. and T. Yamada (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol.20, No. 4, pp. 851-875.
- Mellor, G.L. and A. F. Blumberg (2004): Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response, J. Phys. Oceanogr., Vol. 34, No.3, pp. 693-698.
- Ogasawara, T. and T. Yasuda (2004) : Mass flux and vertical distribution of currents caused by strong winds in a wave tank. J. Phys. Oceanogr., Vol.34, No.12, pp. 2712-2720.
- Wu, J. (1980) : Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, No.5, pp. 727-740.